

ANNEXE I

INSTRUMENTATION

A.1 MIBEMOL : spectromètre à temps de vol

A.1.1 Appareillage

Le schéma de fonctionnement de l'appareil est donné sur la figure A.1.

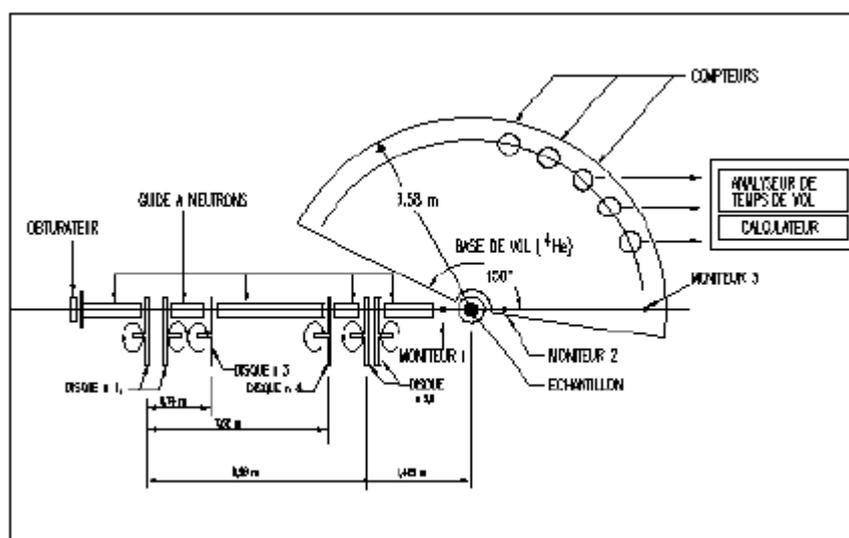


Fig A.1 Schéma du spectromètre à temps de vol MIBEMOL

Ce spectromètre est conçu spécifiquement pour des mesures de diffusion incohérente quasi-élastique et inélastique. Il est implanté à l'extrémité du guide G6. Les neutrons incidents possèdent une énergie comprise entre 0.8 meV et 20 meV ce qui correspond à une longueur d'onde de $2 \text{ \AA} < \lambda < 10 \text{ \AA}$: il s'agit de neutrons froids.

Le spectromètre est constitué essentiellement d'un sélecteur de vitesse comprenant un ensemble de choppers, d'une enceinte contenant l'échantillon, et d'un certain nombre de détecteurs.

La particularité du sélecteur de vitesse de Mibémol est de comporter 6 disques (ou "choppers"). Dans ces disques absorbants sont percées deux fenêtres qui laissent passer les

neutrons. Les deux premiers disques forment un couple, ainsi que les deux derniers. Les deux couples tournent à la même vitesse, et les disques de chaque couple tournent en sens inverse. Le premier couple permet d'obtenir des bouffées de neutrons polychromatiques. Le deuxième couple est déphasé par rapport au premier, ce qui sélectionne des neutrons de vitesse donnée, dont la valeur dépend du déphasage. Le troisième chopper a la même fréquence de rotation que les deux premiers, et un déphasage ϕ_3 ajusté pour filtrer les harmoniques. La fréquence des bouffées est déterminée par le quatrième disque. Celle-ci est ajustée de telle manière que les neutrons diffusés ayant la plus faible vitesse arrivent sur les détecteurs avant que n'arrivent les neutrons diffusés aux plus grandes vitesses provenant de la bouffée suivante.

A.1.2 Principe du temps de vol

Le principe du temps de vol est de mesurer le temps mis par les neutrons pour parcourir la distance entre l'échantillon et le détecteur. Cette mesure permet d'accéder à la vitesse, et donc à l'énergie cinétique des neutrons. On peut ainsi remonter à l'énergie qu'ils ont échangée avec l'échantillon.

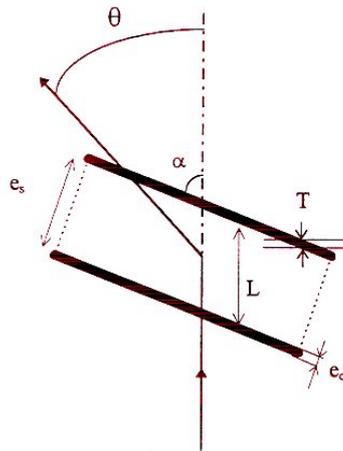
Au temps $t=0$, une bouffée quitte le dernier chopper. A $t=t_n$ des neutrons arrivent dans le compteur, où ils sont détectés sous la forme d'une impulsion électrique. L'impulsion est rangée dans la mémoire n de l'analyseur multicanaux, qui comptabilise le nombre de neutrons détectés en fonction du temps qu'ils ont mis pour traverser la base de vol, c'est-à-dire en fonction de leur énergie.

ANNEXE II

Correction d'auto-écrantage sur les spectromètres à temps de vol

Pour isoler la contribution de l'échantillon il est nécessaire de soustraire celle de la cellule. La manière dont on doit effectuer la soustraction dépend de la géométrie du système.

Dans le cas d'une géométrie plane :



θ : angle entre le faisceau incident et le faisceau émergent

α : angle entre le faisceau incident et la cellule

e_s : épaisseur de l'échantillon

e_c : épaisseur d'une face de la cellule

L : épaisseur d'échantillon traversée par les neutrons

T : épaisseur de la cellule traversée par les neutrons

$$T = e_c / \sin \alpha \quad \text{et} \quad L = e_s / \sin \alpha$$

On pose : $R = \sin \alpha / \sin(\theta - \alpha)$

On mesure : D_{S+C} : intensité diffusée par la cellule contenant l'échantillon

D_C : intensité diffusée par la cellule vide.

L'intensité I_s , diffusée par l'échantillon seul en absence d'atténuation s'écrit :

$$I_s = \frac{D_{S+C} - \gamma_{SC} D_C}{\alpha_s \phi_C}$$

où :

$1/\alpha_s \phi_C$ est le coefficient d'atténuation pour l'échantillon

$\gamma_{SC} / \alpha_s \phi_C$ est le coefficient d'atténuation pour la cellule.

Les coefficients γ_{SC} , α_s , et ϕ_C dépendent de la géométrie du système et s'expriment différemment, suivant que l'on se place en transmission ou en réflexion :

TRANSMISSION	REFLEXION
$\alpha_s = e^{\Sigma_s^f LR} \frac{1 - e^{-(\Sigma_s^i + \Sigma_s^f R)L}}{L - (\Sigma_s^i + \Sigma_s^f R)}$	$\alpha_s = \frac{1 - e^{-(\Sigma_s^i + \Sigma_s^f R)L}}{L - (\Sigma_s^i + \Sigma_s^f R)}$
$\phi_C = e^{-T(\Sigma_c^i - \Sigma_c^f R)}$	$\phi_C = e^{-T(\Sigma_c^i - \Sigma_c^f R)}$
$\gamma_{SC} = \frac{e^{-(\Sigma_c^i T + \Sigma_s^i L)} + e^{-(\Sigma_c^f TR + \Sigma_s^f LR)}}{e^{-\Sigma_c^i T} + e^{-\Sigma_c^f TR}}$	$\gamma_{SC} = \frac{1 + e^{-(\Sigma_c^i + \Sigma_c^f R)T} e^{-(\Sigma_s^i + \Sigma_s^f R)L}}{1 + e^{-(\Sigma_c^f R + \Sigma_c^i)T}}$

Σ^i et Σ^f sont les sections efficaces de diffusion de l'échantillon (indice s) ou de la cellule (indice c). Comme elles dépendent de l'énergie, elles sont différentes pour les neutrons incidents (indice i) et pour les neutrons diffusés (indice f).

ANNEXE III

Correspondance énergie-temps.

A partir de l'analyse des spectres de diffusion quasi-élastique des neutrons en fonction de l'énergie nous pouvons obtenir des informations sur l'ordre de grandeur des *temps de relaxation* des mouvements de diffusion.

On définit le **temps de relaxation** d'un mouvement diffusif, comme le temps caractéristique de décroissance de la fonction de diffusion intermédiaire $I(Q,t)$:

$$I(Q, t) = e^{-t/\tau}$$

Pour obtenir la relation entre ce temps de relaxation et l'énergie, il faut considérer que la fonction de diffusion intermédiaire est la transformée de Fourier de la fonction de diffusion $S(Q, \omega)$. Pour des mouvements diffusifs, $S(Q, \omega)$ est une lorentzienne de demi-largeur Γ :

$$S(Q, \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \omega^2}$$

Γ est une demi-largeur en pulsation. L'énergie correspondante est $\Delta E = \hbar\Gamma$

Puisque :

$$I(Q, t) \propto \int S(Q, \omega) e^{i\omega t} d\omega \propto \int \frac{e^{i\omega t}}{\Gamma^2 + \omega^2} d\omega \propto e^{-\Gamma t}$$

on obtient finalement :

$$\tau = 1/\Gamma = \hbar / \Delta E$$

Le temps de relaxation τ , défini ci-dessus, est donc l'inverse d'une **pulsation ω** .

Unités :

D'après ce qui précède, on a la relation :

$$\Delta E(\text{eV})\Delta t(\text{s}) = \hbar = 6.582 \cdot 10^{-16} \text{ eV s}$$

qui conduit à la conversion :

$$\Delta E(\text{meV}) \tau(\text{ps}) = 658.2$$

Conversions

Les correspondances entre les différentes unités peuvent être retrouvées selon les relations ci-dessous :

Energie	E		meV
Pulsation	ω	$E = \hbar \omega$	rad s^{-1}
frequence	ν	$\nu = \omega / 2\pi$	Hz

$\hbar = 6.62618 \cdot 10^{-34}$ Js constante de Planck.